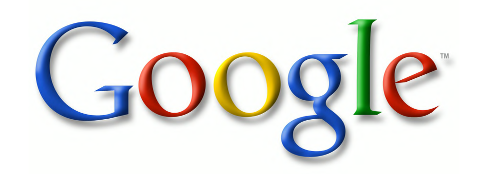
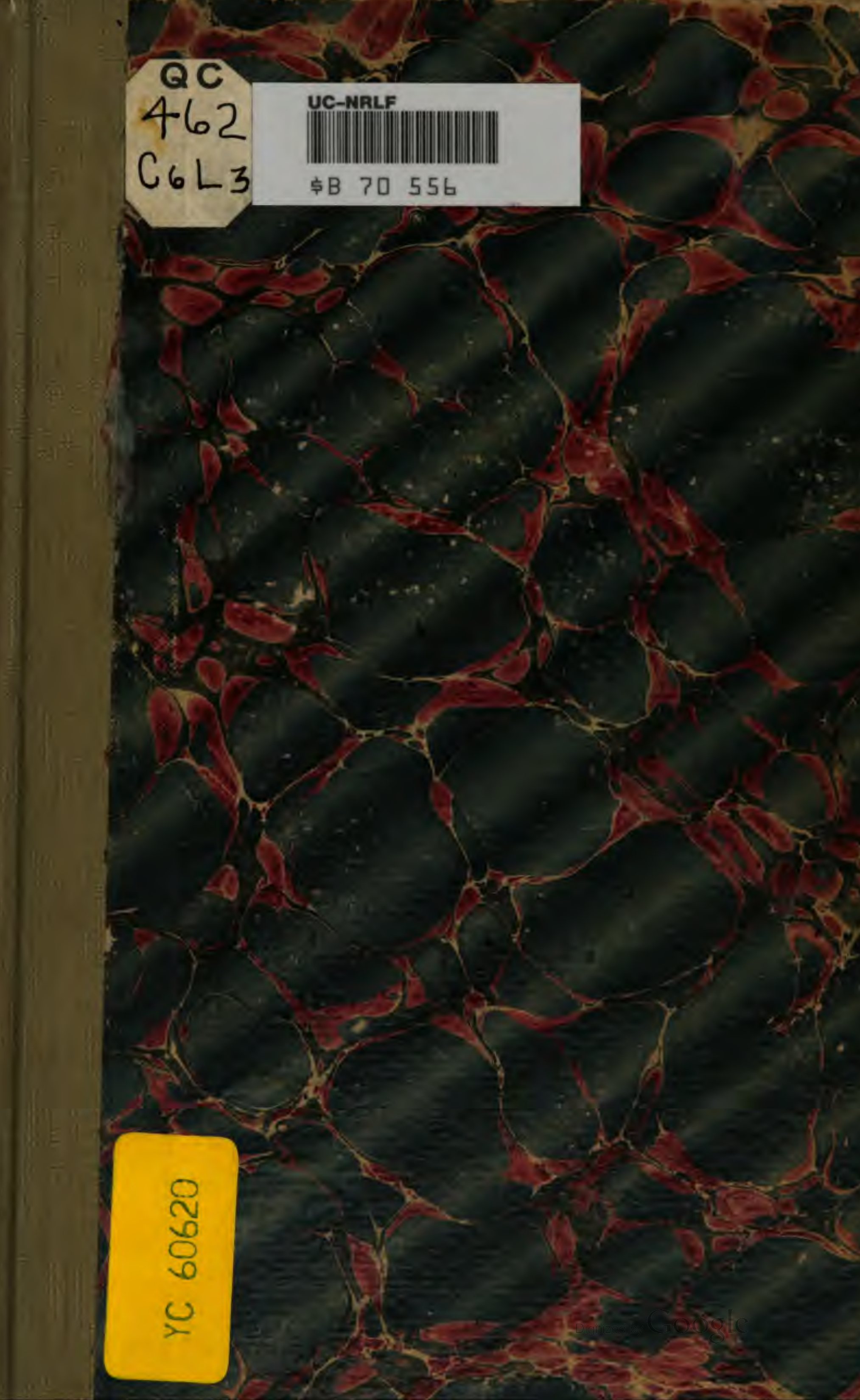








Über das Bandenspektrum des Kupfers in der Knallgasflamme.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde.

Verfasst und der

philosophischen Fakultät

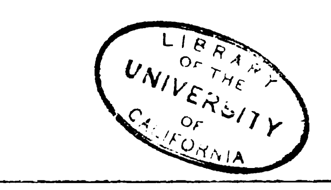
der Rheinischen Friedr.-Wilhelms-Universität zu Bonn

vorgelegt am 20. Februar 1904

von

Winand Lanzrath

aus Ramershoven.



Bonn,

Carl Georgi, Universitäts-Buchdruckerei.

1904.

Herrn und Frau

Dr. W. E. Biermann

in Freundschaft und Verehrung.



Bei allen Versuchen, eine Theorie der Spektrallinien zu geben, kommen von vorneherein zwei durchaus verschiedene Gesichtspunkte in Betracht. Die älteren Theorien suchen die Spektrallinien durch elastische Probleme zu erklären; sie nehmen also an, dass die Spektrallinien hervorgerufen werden durch die Schwingungen elastischer Gebilde.

So sucht Stoney die gesetzmässige Lagerung der Spektrallinien durch die harmonischen Obertöne eines gemeinsamen Grundtones zu erklären.

Doch scheiterte dieser Versuch in der Spektroskopie vollständig. Stoneys Untersuchungen haben bei ihrem Bekanntwerden unter den Forschern nur ein unfruchtbares Suchen nach harmonischen Beziehungen unter den Spektrallinien veranlasst. Der einzige glückliche Gedanke, auf den Stoney in den umfangreichen unter diesen Gesichtspunkt fallenden Untersuchungen kam, war, dass er zeigte, es sei zweckmässiger für die Aufstellung von gesetzmässigen Beziehungen unter den Linien eines Spektrums zu der $\frac{1}{\lambda}$ Skala überzugehen.

Die Betrachtung der Grundgleichung, die für alle Probleme der Elastizitätstheorie und Elektrodynamik Giltigkeit besitzt, zeigt im Vergleich zu den empirischen Gesetzen, die die Spektrallinien mehr oder weniger genau darstellen, sofort den Kernpunkt, in welchem beide Probleme sich prinzipiell unterscheiden.

Die Balmersche Formel, die das Wasserstoffspektrum mit solcher Genauigkeit darstellt, dass die Differenz zwischen den berechneten und beobachteten Werten für λ stets unter der Fehlergrenze liegt, darf für das Linienspektrum des Wasserstoffs als absolut giltig angesehen werden.

Die Balmersche Formel lautet in ihrer allgemeinen Form:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{a}\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right] \quad (n,\ m = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$$

von der, wie Balmer schon vermutete und Kaiser und Runge nachher bewiesen, die ursprüngliche Form nur einen Spezialfall bildet. Es ist sofort ersichtlich, dass mit der ins Unendliche wachsenden Ordnungszahl die Schwingungszahl $\frac{1}{\lambda}$ sich einer ganz bestimmten im Endlichen liegenden Grenze nähert. An dieser Stelle lagern sich unendlich viele Schwingungen übereinander, d. h. wir haben hier eine Häufungsstelle im Endlichen. Vergleich man hiermit die allgemeine Differentialgleichung

$$\frac{\delta^2 \varphi}{\delta^2 t^2} = c^2 \Delta \varphi$$

so ist bekannt, dass sie für alle oszillierenden Bewegungen in der Elastizitätstheorie und Elektrodynamik universelle Giltigkeit besitzt. Auf Grund dieser Gleichung kann niemals eine im Endlichen liegende Häufungsstelle für Schwingungen eintreten.

Für eine transversal schwingende quadratische Membran ist die Schwingungszahl ν gegeben durch die Gleichung:

$$(1) \quad \nu^2 = b\ [n^2 + m^2]$$

$$m = \pm 1,\ \pm 2,\ \pm 3\ \ldots - -,$$

$$n = \pm 1,\ \pm 2,\ \pm 3\ - - -,$$

wo b eine Konstante ist. Vergleicht man hiermit die Balmersche Formel:

$$(2) \qquad \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{a}\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right]$$

so treten, wie auch Ritz[1]) schon hervorgehoben hat, drei Unterschiede zwischen Gleichung (1) und (2) hervor, die die Spektralschwingungen gegenüber den Schwingungen elastischer Körper charakterisieren.

1. Wachsen n, m ins Unendliche, so wird wohl ν unendlich gross, nicht aber $\frac{1}{\lambda}$.

2. In Gleichung (1) steht links das Quadrat der Schwingungszahl, in (2) dagegen tritt sie in der 1. Potenz auf.

3. In Gleichung (1) treten n und m symmetrisch auf, in (2) aber nicht, da z. B. für die Wasserstoffserie des Sternes ζ-Puppis die Balmersche Formel die Gestalt annimmt:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{a}\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(m + {}^1/_2)}\right]$$

Man muss sich also einen anderen Weg aussuchen als den, der ausgeht von der elastischen Grundgleichung:

$$\frac{\delta^2\varphi}{\delta t^2} = c^2 \Delta\varphi,$$

um zu einer Theorie der Spektrallinien zu kommen. Mit Recht glaubte man deshalb, dass der Elektronenbegriff befruchtend auf diesem Gebiete sein würde. Der Elektronentheorie ist es gelungen, unsere Anschauungen über die schwingenden Gebilde, durch die die Spektrallinien hervorgerufen werden, viel mehr zu spezialisieren, als es bislang allen Versuchen der

1) W. Ritz, Annalen der Phys. Vierte Folge. Band 12, 1903.

Elastizitätstheorie geglückt war. Dass wir es bei den Lichterregern mit elektrisch geladenen Teilchen zu tun haben, lehrte der Zeemann-Effekt. Die Linien der Linienspektra zerfallen durch die Einwirkung des Magnetismus in drei Komponenten. Daraus folgt, wenn elektrisch geladene Massenteilchen die Ursache der Lichtwellen sind, dass negativ geladene Teilchen die Linienspektra hervorrufen.

Nach Runge[1]) zeigen die Bandenlinien ein ganz anderes Verhalten im Magnetfelde. Runge beobachtete die Linien der Stickstoff-, Cyan- und Quecksilberbanden in kräftigem Magnetfelde, ohne eine Zerlegung an ihnen konstatieren zu können; jedenfalls ist der Einfluss des Magnetfeldes auf die Bandenlinien sehr klein im Verhältnis zu den Linien des Linienspektrums. Daraus folgert Runge, dass die Bandenlinien ihren Ursprung den Eigenschwingungen der positiv geladenen Atome selbst verdanken. Damit ist das verschiedene elektrische Verhalten der Erreger der Linien- und Bandenspektra dargetan.

Aber es scheint doch zu unüberwindlichen Schwierigkeiten zu führen, vom Zeemanneffekt ausgehend durch die Eigenschwingungen einzelner diskreter Körper bezw. Elektronen zu einem anschaulichen Bilde für den Mechanismus der schwingenden Gebilde, die die Spektrallinien hervorrufen, zu gelangen. Rayleigh wendet ein, dass dann die einfachsten Gesetze über die Lage der Spektrallinien sich auf das Quadrat der Schwingungszahlen beziehen müssten, was schlecht passen würde zu dem Hartleyschen „Gesetze der konstanten Schwingungsdifferenz“, wonach der Abstand der Komponenten jedes Paares in jeder Serie,

1) H. Kayser, Hdb. der Spektr. II. p. 660.

gemessen in der $\frac{1}{\lambda}$ Skala, konstant ist, ein Gesetz, von dem Kayser sagt, dass es sich inzwischen um so genauer bestätigt habe, je genauer die Messungen geworden seien, — sowie zu den übrigen empirischen Gesetzen über Linienspektra von Balmer, Kayser, Runge, Rydberg, die sich alle auf die erste Potenz der Schwingungszahlen beziehen. Andererseits haben neuere Untersuchungen dargetan[1]), dass ein Molekül mit einer endlichen Anzahl von Freiheitsgraden nicht ausreicht zur Erklärung einer unendlichen Anzahl von sich übereinander lagernder Partialschwingungen, wie sie ein Linienspektrum für sich in Anspruch nimmt.

Riecke sieht sich deshalb zur Annahme gezwungen, dass die Schwingungen herrühren müssten von einem nach einer Dimension stetig sich ausdehnenden Gebilde. Ritz leitet auf Grund der Annahme, dass die Linienspektra ihren Ursprung den Eigenschwingungen zweidimensionaler Gebilde verdanken, eine Verallgemeinerung der Balmerschen Formel ab, die sich bei Auffindung des Kaliumpaares im roten Teile des Spektrums vortrefflich bewährte.

Für die Bandenspektra sind bis jetzt weder theoretisch noch empirisch Gesetzmässigkeiten gefunden worden, die mit nur angenäherter Genauigkeit im Vergleich zu den empirischen Formeln über die Linienspektra, die Erscheinungen darstellen, obwohl man bei den Bandenspektren schon mit blossem Auge sieht, dass die Linien sich hier gesetzmässig nähern oder von einander entfernen. Abgesehen von der

---

1) E. Riecke: Zur Dynamik der Serienschwingungen eines Linienspektrums. Phys. Zs. 2. p. 107—108, 1900.



Cyanbande, die Kayser und Runge schon in den achtziger Jahren genau durchgemessen haben, lag bis vor kurzem noch sehr wenig brauchbares Material vor. Die Wichtigkeit, die man jetzt allenthalben der noch unbekannten Gesetzmässigkeit beimisst, welche die Bandenspektra befolgen, hat im physikalischen Institut der Bonner Universität die genaue Untersuchung einer grösseren Anzahl von Bandenspektren veranlasst. Abgesehen von den Bandenspektren, die man im Bogen erreichen kann, war das grösste Hindernis bei diesen Untersuchungen die grosse Lichtschwäche, die bei den stark auflösenden Rowlandschen Gittern eine Untersuchung des betreffenden Bandenspektrums sehr erschwerte. Unter den bisher angewandten Methoden zur Erzeugung von Bandenspektren sind für einige Elemente, wie Kohle und Aluminium, der elektrische Bogen, dann elektrische Entladungen in Geisslerröhren zu nennen.

Neuere Versuche, günstigere Methoden zur Erzeugung von Bandenspektren zu erhalten, z. B. Entladungen in Flüssigkeiten [1]), entsprachen in ihren Resultaten nicht den gestellten Hoffnungen. Es war deshalb ein grosser Fortschritt für die Kenntnis von Untersuchungsmethoden von Bandenspektren, als es Hartley [2]) gelang nachzuweisen, dass man in der Flamme für Elemente wie Verbindungen charakteristische Spektra erhalten könne, die sich den im Bogen erhaltenen nähern, dass man aber auch sehr schöne lichtstarke Bandenspektren im Knallgasgebläse erzielen könne.

Schwierigkeiten machte nur die Art der Ein-

---

1) Vgl. H. Konen. Ann. d. Physik. Vierte Folge. Bd. 9. 1902.

2) Hartley. Flame spektra at high temperatures. Phil. Trans. 185, p. 161—212, 1894.

führung der zu verbrennenden Substanz in die Flamme. Anfänglich löste Hartley diese Schwierigkeit dadurch, dass er die verschiedenen Salze oder Elemente gepulvert auf dünnen Plättchen von Kyanit, einem Mineral, das sowohl im Stande ist, der hohen Temperatur, die man im Knallgasgebläse erreichen kann, zu widerstehen, als auch gegen fast alle anderen Elemente und Verbindungen chemisch indifferent ist, in die Flamme einführte. Auf diese Weise erhält Hartley mit seinem Spektrographen, der sich aus vier Prismen zusammensetzt, bei halbstündiger Expositionszeit lichtstarke Photographien. Die so erhaltenen Flammenspektra veröffentlichte Hartley im Jahre 1894. Später modifizierte Hartley seine Methode dahin, dass er die gepulverten Metalle oder Salze auf einem Filter zu dünnen Stäbchen zusammenrollt und dieses Stäbchen in die Flamme hält, um es dann nachzuschieben in dem Masse, als es vorn abbrennt. Auf diese Weise wurde die Expositionsdauer bedeutend herabgesetzt. Nur zwei bis drei Minuten reichen vollkommen aus, um sehr schöne Photographien der Flammenspektra zu bekommen, wie die vorzüglichen Abdrücke zeigen, die Hartley stets seinen Veröffentlichungen über dieses Gebiet beigegeben hat.

Auf den Rat von Herrn Prof. Dr. H. Kayser habe ich es unternommen, nach Hartleys Methode Flammenspektra mit Hilfe von Rowlands Konkavgittern zu untersuchen und auszumessen. Hartley hatte, wie schon oben erwähnt wurde, bei seinen Verbesuchen einen Spektrographen mit vier Quarzprismen nutzt und dabei eine genügende Dispersion erreicht, um erkennen zu lassen, welche Bandenspektra die stärkste Auflösung zeigen und scharfe Linien besitzen.

Es zeigte sich, dass das Gold- und Kupferspektrum sich am besten zur genaueren Untersuchung eignen

würden. Beide besitzen bei mittleren Wellenlängen zwei starke Banden, die in nicht allzugrosser Nähe der Kante deutliche Auflösung der Banden in Linien zeigen.

Beide Bandenspektra sind einander ausserordentlich ähnlich; beide zeigen eine ganz abweichende Struktur von dem Bandenspektrum des Silbers, das nach derselben Methode erhalten wurde.

Da vorauszusehen war, dass die Versuche an den hiesigen Konkavgittern längere Expositionszeiten, also auch grössere Mengen von der zu verbrennenden Substanz erfordern würden, so musste von den Versuchen mit Gold abgesehen werden.

Versuchsanordnung.

Die Versuche wurden gemacht mit dem kleinen Gitter des Bonner physikalischen Instituts. Der Krümmungsradius dieses Konkavgitters beträgt 1 m, und es besitzt ein solches Auflösungsvermögen, dass auf 0,595 mm der photographischen Platte 10 A. E. kommen. Die Leistungen des Gitters sind ausserordentliche; die Bilder zeichnen sich durch grosse Schärfe aus, so dass die Genauigkeit beim Ausmessen nur durch die Grösse des Silberkorns begrenzt wird.

Als Flamme wurde ein Sauerstoff-Leuchtgasgebläse verwandt, anfangs auch ein Wasserstoff-Leuchtgasgebläse. Seine Dimensionen besonders die Ausströmungsöffnung, waren bedeutend kleiner als bei Hartley. Die so erhaltene Flamme hatte einen sehr geringen Durchmesser, so dass man an fast allen Punkten der Flamme gleiche Temperatur annehmen konnte. Die Flamme erreichte meist eine Länge von 10—15 cm. Die anfangs benutzten Brenner mit ziemlich weiter Mündung

erwiesen sich als unzweckmässig, weil das ausströmende Gas eine solche Geschwindigkeit besass, dass die Metallteilchen unverbrannt fortgeschleudert wurden. Es hatte keinen Zweck, der Flamme eine grössere Länge als die oben angegebene zu geben, da sich mit den wachsenden Dimensionen gleichzeitig der Unterschied der Temperaturen an verschiedenen Teilen der Flamme steigerte, so dass man das betreffende Spektrum sowohl in Emission als auch in Absorption erhält, d. h. das ursprüngliche Emissionsspektrum wird nicht verstärkt, sondern geschwächt. Während Hartley die Flamme vertikal justiert hatte, habe ich sie stets in Längsrichtung benutzt. Der Nachteil, den man bei letzterer Aufstellung des Brenners hat, dass man kein sonderlich scharfes Bild auf den Spalt entwerfen kann, wird weit aufgewogen durch die grössere Intensität, die man bei dieser Stellung der Flamme zur Verfügung hat. Bei längeren Expositionen erwies es sich als nötig, mit der Flamme in beträchtlicher Entfernung vom Spalte zu bleiben, um dessen Erwärmung und damit verbundene Unschärfe der Bilder zu verhüten.

Durch Benutzung einer zweiten Linse konnte man dann den von der ersten Linse konvergent gemachten Lichtkegel noch konvergenter machen, so dass ein ziemlich scharfes Bild trotz der grossen Entfernung auf dem Spalt entworfen wurde.

Die Lichtemission wurde durch Benutzung der Flamme in Längsrichtung erheblich, besonders für die schwachen Linien, deren es im Bandenspektrum des Kupfers sehr viele gibt, gesteigert, was sich nach dem Kirchhoffschen Satze dadurch erklärt, dass die Wellenlängen, die von einer Schicht der Flamme schwach emittiert werden, auch schwach von der folgenden absorbiert werden, so dass durch eine

grössere Aufeinanderfolge von emittierenden Schichten eine bedeutende Verstärkung der Emission dieser Wellenlängen erreicht wurde. Es ist mir nicht gelungen, nach dem Verfahren von Hartley die gepulverte Substanz in die Flamme einzuführen, letztere zum hellen Aufleuchten zu bringen, obwohl ich den Filter, in dem ich das pulverisierte Kupfer zusammengerollt hatte, zu ganz dünnen und dann wieder zu dicken Stäbchen zusammengerollt hatte; ausserdem habe ich die Mengen, die in einem Stäbchen sich befanden, in den weitesten Grenzen variiert. Trotz mehrstündiger Expositionen habe ich auf diese Weise am Gitter keine brauchbare Platte bekommen.

Zweckmässiger erwies es sich, das pulverisierte Kupfer oder Kupferoxyd in die Flamme zu träufeln; die Flamme zerstreute das Metallpulver, besonders wenn es nahe an der Mündung des Brenners in die Flamme fiel, gleichmässig durch alle Flammenschichten, so dass sie hell aufleuchtete. Bei dieser Versuchsanordnung musste die Exposition meist über eine halbe Stunde ausgedehnt werden, um genügend lichtstarke Platten zu bekommen. Am besten war es, die Flamme in nicht zu reichlicher Weise mit Metallpulver zu speisen, weil einmal bei zunehmender Dampfdichte die Bandenlinien unscharf werden, dann aber der kontinuierliche Hintergrund wegen der grossen Anzahl von glühenden Teilchen, die bei zu reicher Einführung von Metallpulver nicht verdampft wurden, in sehr starkem Masse zunahm und die schwächeren Linien überdeckte.

Das bei diesen Versuchen zur Verwendung gekommene Material war pulverisiertes Kupfer und Kupferoxyd, bezogen von der chemischen Fabrik Dr. Marquart.

Beide Metallpulver wurden gleichmässig bei meinen Versuchen angewandt. Es wurden, abgesehen von dem kontinuierlichen Hintergrunde, der bei Anwendung von Kupferoxyd stärker war, keine Verschiedenheit in den Flammenspektren beobachtet. Während Kupfer in der Bunsenflamme mit seegrüner Flamme verbrennt, zeigte die Flamme des Knallgasgebläses im Kerne eine weissgrüne Farbe, die von einer intensiv rot gefärbten Zunge umrandet ist.

Mit dem gewöhnlichen Taschenspektroskop konnte man starke Streifen im Rot sehen, die sich am Rowlandschen Gitter grösster Art in prachtvolle Bandenlinien auflösten. Ich habe sie auf der photographischen Platte wegen der Unempfindlichkeit der Platten für diesen Teil des Spektrums und der immerhin nicht sehr beträchtlichen Lichtemission, die uns zur Verfügung stand, nicht erhalten können.

Bei den verschiedensten Methoden, das Kupferspektrum zu erzeugen, erscheint stets im Ultraviolett das Kupferpaar:

$$\lambda_1 = 3247{,}69 \text{ A. E.}$$
$$\lambda_2 = 3274{,}10 \text{ „ „ .}$$

Diese Linien sind charakteristisch für das Spektrum des Kupfers. Die Linien erscheinen stets umgekehrt. Es ist mir auf einer einzigen Platte gelungen, die beiden nicht umgekehrt zu erhalten.

Die Flamme brannte bei jenem Versuche sehr klein, so dass keine genügend grosse Kupferoxyddampfschicht vorhanden war, welche diese beiden Kupferlinien hätte umkehren können.

Hartley gibt über das Kupferoxydbandenspektrum folgende Angaben:

Das in der Knallgasflamme erhaltene Bandenspektrum des Kupfers setzt sich aus fünf Banden zu-

sammen, die sämtlich von violett nach rot verlaufen. Die erste Bande ist die schwächste von allen; ihre Kante liegt bei 3777. Die zweite besitzt höhere Intensität; ihre Kante liegt bei 4005. Die dritte mit der Kante bei 4279 zeichnet sich aus durch ausserordentliche Lichtstärke. Die beiden Banden im grünen Teil des Spektrums mit den Kanten bei 4649 und 4689 besitzen eine ziemlich hohe Intensität. Die letzte Kante scheint zur Bandengruppe, bei 4649 beginnend, zu gehören.

Aus den von Hartley seinen veröffentlichten Arbeiten über Flammenspektra beigefügten Abdrucken der betreffenden Spektra kann man sich ganz gute Vorstellungen von dem Aussehen derselben machen. Die Banden, deren Kanten nach Hartley oben angegeben sind, scheinen schon in den Abdrucken Hartleys Bandengruppen zu sein. Deutlich kann man bei den Banden 3777, 4005, 4279 die zweite Kante beobachten. Die Kante bei 4689 scheint mir nicht die Kante einer neuen Bandengruppe zu sein, sondern die zweite Kante der bei 4649 beginnenden Bandengruppe.

Die Banden der am kleinen Gitter erhaltenen Photographien des Kupferspektrums erwiesen sich als genügend aufgelöst, um sich ausmessen zu lassen. Als Standard-Linien dienten die Normalen des Eisenspektrums, die die Linien aller anderen Elemente an Schärfe übertreffen. Das Eisenspektrum wurde nachher auf die Platte photographiert. Da diese Methode nicht einwandfrei ist, so wurde, um mögliche Erschütterungen d. h. Verschiebungen des Eisenspektrums gegen das Kupferoxydspektrum zu erkennen, eine grössere Anzahl von Spektren photographiert; nur an einer einzigen Platte wurde eine Verschiebung beider

Spektra gegeneinander konstatiert. Bis zur Wellenlänge 4493 konnten die neuerdings von Kayser bestimmten Eisennormalen benutzt werden, die wesentlich genauer sind als die Rowlandschen.

Alle Platten wurden mehrmals ausgemessen, so dass schliesslich über zwanzig Messungen vorlagen, aus denen das Mittel genommen werden konnte.

Die Linien der bei 4279 beginnenden Bande zeigen die grösste Intensität und Schärfe; letztere hängt aber auch bei den Linien der Flammenspektra ab von der Dampfdichte.

Diese starke Bande wurde genauer ausgemessen.

Von der 1. Kante der bei 4279 beginnenden Bandengruppe laufen zwei Serien aus. Die Wellenlängen der 1. Serie sind in folgender Tabelle, in A. E. gemessen, zusammengestellt. Der Fehler wird 0,03 A. E. nicht überschreiten.

n	λ	1. Diff.	2. Diff.
1.	4279,877	0,24	0,48
2.	80,115	0,72	0,37
3.	80,824	1,09	0,41
4.	81,92	1,50	0,45
5.	83,42	1,95	0,35
6.	85,36	2,30	0,43
7.	87,66	2,73	0,38
8.	90,39	3,11	0,43
9.	93,50	3,54	0,38
10.	97,04	3,92	0,44
11.	4300,96	4,36	0,38
12.	05,32	4,74	0,45
13.	10,07	5,19	0,33
14.	15,26	5,52	0,43
15.	20,77	5,94	0,46
16.	26,71	6,41	0,38
17.	33,12	6,78	0,44
18.	39,90	7,22	0,34
19.	47,12	7,57	
20.	54,69		

n bezeichnet bei dieser Tabelle die Ordnungszahl der betreffenden Linie.

Diese Serie konnte nur bis zur 20. Linie verfolgt werden. Die Intensität der Linien dieser Serie nimmt mit wachsender Ordnungszahl sehr schnell ab.

Die zweiten Differenzen zeigen untereinander ganz erhebliche Abweichungen, die die Beobachtungsfehler weit übersteigen. Dass die zweiten Differenzen kein Wachsen oder Abnehmen mit steigender Ordnungszahl zeigen, will nichts besagen für die Richtigkeit des ersten Deslandresschen Gesetzes. Kayser fand bei der Untersuchung der Cyanbande, dass das Deslandressche Gesetz sogar bis zur 60. Linie einigermassen stimmte; von da an wuchsen die Fehler ziemlich schnell.

Die 2. Serie, die von der 1. Kante auslief, konnte bis über 4528 hinaus verfolgt und gemessen werden. Der Verlauf der Intensitäten der einzelnen Linien dieser Serie ist umgekehrt wie bei der 1. Serie. Diese erreicht bald nach der Kante das Maximum der Intensität, die dann rasch abnimmt. Die Intensität der 2. Serie nimmt von der Kante an allmählich zu und behält ihre grosse Intensität ziemlich lange, so dass sie von der 20. Linie an etwa allein noch sichtbar ist; ausserdem zeigt diese Serie die nämliche Anomalie, die schon bei der Cyanbande 3883, sowie bei der grünen Kohlebande beobachtet wurde, dass nämlich eine bei 4288,5 bestimmt zu erwartende Linie plötzlich fehlt.

Die Wellenlängen der 2. Serie sind mit ihren 1. und 2. Differenzen in folgender Tabelle zusammengestellt.

n	λ-beobachtet	1. Diff.	2. Diff.
1.	4279.87	0,49	0,40
2.	80.36	0.89	0,43
3.	81,24	1,32	0.35
4.	82,56	1.66	0,38
5.	84,22	2.05	
6.	86,27		
7.	fehlt		
8.	91.64	3.34	0,37
9.	94.98	3,65	0,39
10.	98.62	4.04	0,45
11.	4302.66	4.94	0,34
12.	07.14	4.84	0.41
13	11.98	5,25	0.37
14.	17,22	5,62	0,40
15.	22,84	6.01	0,42
16.	28.86	6,43	0,36
17.	35,29	6.79	0.38
18.	42,08	7,17	0.39
19.	49.25	7,56	0,40
20.	56,81	7.96	0,36
21.	64,77	8,32	0,39
22.	73,10	8,72	0,37
23.	81,81	9,08	0.38
24.	90,89	9.46	0.39
25.	4400.35	9,85	0,39
26.	10,19	10,23	0,42
27.	20,43	10,65	0,28
28.	31.08	10,93	0.41
29.	42,01	11,34	0,32
30.	53,35	11,66	0.48
31.	65,01	12,14	0,37
32.	77,15	12,52	0,31
33.	89,66	12.83	0,47
34.	4502,49	13,24	0,37
35.	15,73	13,61	
36.	29,33		

Die beträchtlichen Schwankungen in den 2. Differenzen bei dieser Serie können schwerlich Messungsfehler sein; denn dann müsste auf eine zu grosse

2. Differenz unmittelbar eine zu kleine folgen, was nicht zutrifft.

Um zu prüfen, inwieweit sich die 2. Serie durch die Deslandressche Formel darstellen lässt, schien es doch ratsam, die Wellenlängen in Schwingungs-Zahlen umzusetzen. Die Schwingungszahlen sind im folgenden fünfstellig angegeben; sie bedeuten also diejenige Anzahl von Schwingungen, die das Licht ausführt, während es sich um $^1/_{10}$ mm fortpflanzt.

Die folgende Tabelle enthält die beobachteten Werte für $\frac{1}{\lambda}$ und daneben die nach Deslandres' Formel $\frac{1}{\lambda} = a + A\ n^2$ berechneten; n bedeutet die Ordnungszahl der Linie.

n	$\frac{1}{\lambda}$ beobachtet	$\frac{1}{\lambda}$ berechnet	Differenz
1.	23365,2	23365,2	± 0,0
2.	23362,5	23361,1	— 1,4
3.	357,7	356,0	— 1,7
4.	350,5	348,9	— 1,6
5.	341,5	339,5	— 1,8
7.	fehlt	—	—
8.	301,1	300,0	— 1,1
9.	283,0	282,6	— 0,4
10.	263,3	263,3	± 0,0
11.	242,9	241,4	— 1,4
12.	217,3	218,4	± 1,2
13.	191,2	192,9	+ 1,7
14.	163,0	165,4	+ 2,4
15.	132,9	135,8	+ 2,9
16.	100,8	104,2	+ 3,4
—	—	—	—
—	—	—	—
20.	22952,6	22957,4	+ 4,8
25.	728,5	738,0	+ 9,5

Die Konstante A war hierbei aus der 10. Linie berechnet zu 1,022. Wie aus dieser Tabelle ersichtlich

ist, stimmen die nach Deslandres berechneten Werte der Schwingungszahlen mit den beobachteten leidlich überein bis zur 11. Linie. Von da ab nehmen die Unterschiede stetig zu. Die berechneten Schwingungszahlen geben immer zu grosse Werte, aus denen zu kleine λ folgen.

Dies wird auffälliger, wenn die Differenzen zwischen den beobachteten Werten in der λ-Skala angegeben werden. Der Fehler wird bei dieser Serie nicht merklich über die Beobachtungsfehler hinausgehen, da die Bande nicht einen sonderlich grossen Bereich des Spektrums ausfüllt. Dies bemerkt auch Deslandres; es ist ebenso ersichtlich, dass man eine ungefähre Schätzung des Fehlers dadurch erzielt, dass man die beiden Differenzen $\lambda_1 - \lambda_2$ und $\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}$ mit einander vergleicht; es ergibt sich, dass der Fehler, der sich durch Benutzung der ersten Differenz $\lambda_1 - \lambda_2$ einstellt, sehr klein bleibt. (Siehe Tabelle Seite 22.)

Die Konstante A war wiederum aus der 10. Linie berechnet zu $A = 0{,}18756$.

Die Wellenlängen nehmen mit steigender Ordnungszahl viel stärker zu, als das Deslandressche Gesetz verlangt. Dass bis zur 10. Wellenlänge die nach Deslandres berechneten Linien dieser Serie grössere Wellenlängen besitzen als die beobachteten, ist klar, da die Konstante A aus der 10. Linie, also einer höheren Ordnungszahl, berechnet ist. Das starke Zunehmen der Wellenlängen mit steigender Nummer der Linie ist auffallend.

Vergleicht man die Konstante A, die sich für diese 2. Serie des Kupferoxydbandenspektrums ergab, mit derjenigen, welche Kayser bei der Prüfung von Deslandres' Formel an der Cyanbande 3883 aus der

n	λ=beobachtet	berechnet	Diff.
1.	4279,87	4279,87	± 0,00
2.	80,24	80,62	+ 0,37
3.	81,24	81,66	+ 0,41
4.	82,56	82,87	+ 0,31
5.	84,22	84,56	+ 0,34
6.	86,27	86,62	+ 0,35
7.	—	89,05	
8.	91,64	91,87	+ 0,33
9.	94,98	95,06	+ 0,08
10.	98,62	98,62	± 0,00
11.	4002,66	4002,56	— 0,10
12.	07,14	05,88	— 1,26
13.	11.98	11,57	— 0,41
14.	17,22	16,83	— 0,59
15.	22,84	21,07	— 1,77
16.	28,86	27,88	— 0.97
17.	35,29	34,07	— 1,2
18.	4342,08	4340,64	— 1,44
19.	49,25	47,58	— 1,67
20.	56,81	54,89	— 1,92
21.	64,77	62,58	— 2,19
22.	73,10	70,65	— 2,45
23.	81,81	79,09	— 2,82
24.	90,89	87,90	— 2,98
25.	4400,35	99,09	— 3,25
26.	10,19	4406,66	— 3,53
27.	20,43	16,60	— 3,83
28.	31,08	26,91	— 4,17
29.	42,01	37,61	— 4,41
30.	53,35	48,67	— 4.68
31.	65,01	60,11	— 4,90
32.	77,10	71,94	— 5,22
33.	4502,49	4496,69	— 5,80
35.	15,73	4509,63	— 6,10
36.	29,334	22,95	— 6,38

50. Linie berechnete, zu $A = 0{,}0687$, so sieht man den erheblichen Unterschied zwischen diesem Werte für A und dem für die Kupferoxydbande zu 0,18756 berechneten Werte. Letzterer ist ungefähr dreimal so

gross wie jener. Kayser findet, dass bei der Cyanbande die Linien näher zusammenliegen, als die arithmetische Reihe zweiter Ordnung verlangt; für die Kupferoxydbande ergibt sich, dass die Abstände der Linien schon von der 10. ab sehr viel grösser sind als die berechneten.

Die Auffindung der Serien, die von der zweiten Kante ausgehen, machte grosse Schwierigkeiten. Man sieht in der Nähe der Kante zuerst nur eine einzige Serie, die ebenso wie alle anderen nach Rot verläuft. Die Linien haben grosse Ähnlichkeit mit den Bandenlinien der von der ersten Kante ausgehenden ersten Serie. Abgesehen davon, dass manche Koinzidenzen mit den früheren Serienlinien vorkommen, erschwert der rasche Abfall der Intensität dieser Linien die Ausmessung sehr; ausserdem waren sie wegen des kontinuierlichen Hintergrundes, der mit der zweiten Kante dieser Bandengruppen plötzlich einsetzt, unter dem Mikroskop nicht scharf zu sehen. Folgende Tabelle enthält die Wellenlänge dieser Serie.

n	λ-beobachtet	1. Diff.	
1.	4327,850	0,431	
2.	28,29	0,564	
3.	28,86	1,599	
4.	30,45	1,79	
5.	32,24	2,10	
6.	34,34	2,63	
7.	36,97	2,93	
8.	4339,90	3,44	
9.	43,34	3,79	
10.	47,12	4,37	
11.	51,50	4,62	
12.	56,11	5,06	
13.	61,18	5,63	
14.	60,81		
15.	—		
16.	79,21		

Die zweite und dritte Linie weichen bei der Bildung der zweiten Differenzen sehr ab von den übrigen zweiten Differenzen, die zwischen denselben Grenzen schwanken, wie die zweiten Differenzen der beiden Serien, die von der ersten Kante auslaufen. Jene grosse Abweichung mag indes von Ungenauigkeit der Messung herrühren, da diese Linien besonders unter dem kontinuierlichen Hintergrunde zu leiden hatten; die dritte Linie lag dicht neben einer sehr starken Linie der zweiten Serie, die von der ersten Kante ausläuft.

Von der zweiten Serie, die von der zweiten Kante auch nach Rot verläuft, war anfangs gar nichts zu sehen. Erst von 4346 an traten Linien auf, deren Abstand sich gesetzmässig vergrösserten. Die Intensität dieser Linien nahm allmählich so stark zu, dass man sie bis über 4500 hinaus messen konnte.

Bildete man die erste Differenz der Wellenlängen dreier Linien, so war sofort durch das durchaus regelmässige Anwachsen dieser ersten Differenz deutlich zu erkennen, dass diese Linien zu einer Serie sich zusammenfassen lassen müssten. Die Rechnung ergab, dass die Kante dieser Serie die Wellenlänge $\lambda = 4327{,}86$ haben müsse, d. h. dass diese neue Serie mit der früher angegebenen dieselbe Kante habe.

Die Ordnungszahl der zuerst messbaren Linien dieser Serie ist 10. Dann berechnet sich die Konstante A der Deslandresschen Formel aus der zehnten Linie zu $A = 0{,}1825$.

Diese Konstante hat nahe denselben Wert, der sich für die zweite Serie ergab, die von der ersten Kante auslief. Sie differieren nur um 0,005.

Folgende Tabelle enthält die Wellenlängen dieser Serie und daneben einige nach Deslandres berechneten.

n	λ beobachtet	λ berechnet	Diff.
1.	4327,860	4327,860	± 0,0
10.	46,11	46,11	± 0,0
11.	56,20		
12.	54,69		
13.	59,51		
14.	64,78		
15.	70,47	4367,92	— 2,55
16.	76,53		
17.	83,14		
18.	90,02		
19.	97,27		
20.	4404,91	4400,86	— 4,05
21.	13,11		
22.	21,59		
23.	30,45		
24.	39,88		
25.	49,70	4440,93	— 8,77
26.	59,69		
27.	70,41		
28.	81,40		
29.	92,67		
30.	4504,46	4492,12	— 12,34
31.	16,71		

Die nach Deslandres berechneten λ weichen sehr viel stärker von den beobachteten Werten für λ ab wie dies bei den früheren Serien der Fall war: dies mag zum Teil von dem jetzt in die Deslandressche Formel eingesetzten Werte für A, der etwas kleiner wie der früher für die zweiten Serie von der ersten Kante gebraucht war, herrühren. Jedenfalls sind die berechneten Werte für λ von der 10. Linie an viel zu klein als die wirklich beobachteten, d. h. auch bei dieser Serie sind die Abstände der zusammengehörenden Bandenlinien grösser als Deslandres' Formel fordert. Wenn man diese beiden Serien, die von der zweiten Kante ausgehen, nicht streng identisch mit den beiden

Serien, die von der ersten Kante auslaufen, halten kann, so sind sie, was sowohl den Intensitätsverlauf als auch den Abstand der einzelnen Linien anbetrifft, sich doch sehr ähnlich.

Bei 4452,084 wiederholt sich anscheinend dasselbe bei einer dritten Kante. Doch müssen die Linien sehr schwach sein, da man nur eine plötzlich eintretende Verstärkung des kontinuierlichen Hintergrundes sieht. Aber nach allem, was wir bis jetzt über Bandenspektra wissen, spricht nichts dafür, dass in dieser grossen Entfernung von der zweiten Kante noch eine dritte zur selben Bandengruppe gehörende Kante auftritt. Es dürfte also bei 4452,08 nur eine plötzliche Verstärkung des kontinuierlichen Hintergrundes eintreten.

Wir haben also bei 4279,87 eine Bandengruppe mit zwei Kanten; von jeder laufen zwei Serien aus, wovon jede einen der entsprechenden bei der anderen Kante ähnlichen Verlauf besitzt.

Die vorangehende Bandengruppe, deren erste Kante bei 4005,44 liegt, ist viel schwächer. Bei Betrachtung des ähnlichen Aufbaues, den diese Bande direkt nach der Kante mit der Bande bei 4274 besitzt, zeigt sich, dass die beiden Serien, die von der Kante 4005,44 auslaufen, umgekehrte Lagerung zu einander haben, wie bei der starken Kupferoxydbande 4279. Die Intensität der anfangs starken Serie nimmt sehr schnell ab. Die zu ihr gehörigen Bandenlinien konnten bis zur zwanzigsten verfolgt und gemessen werden.

Folgende Tabelle enthält die beobachteten und nach Deslandres berechneten Wellenlängen dieser ersten Serie.

n	λ-beobachtet	λ-berechnet	Diff.
1.	4005,44	4005,44	± 0,00
2.	06,02		
3.	06,92		
4.	08,40		
5.	10,30	4010,30	± 0,00
6.	12,49		
7.	15,24		
8.	18,25		
9.	21,99		
10.	26,05	4024,88	— 1,17
11.	30,64		
12.	35,53		
13.	40,97		
14.	46,89		
15.	53,17	4019,19	— 3,98
16.	59,96		
17.	67,22		
18.	74,92		
19.	83,24		
20.	91,96	4084,21	— 8,74

Die Konstante A in Deslaudres Formel war aus der 5. Linie zu 0,1944 berechnet; sie unterscheidet sich von den früheren Werten für A um 0,01. Die Abweichung der beobachteten Wellenlängen von den berechneten ist hier recht bedeutend. Schon bei der 10. Linie ist die berechnete Wellenlänge 1,17 A. E. kleiner als die beobachtete. Die Abstände zwischen den einzelnen Linien weichen immer mehr von den berechneten Abständen ab, je weiter man sich von der Kante entfernt. Aber immer findet die Abweichung in derselben Richtung statt.

Ganz analog, wie bei der Kante 4279,87, geht auch von der Kante 4005,44 eine zweite Serie aus, die anfangs sehr schwach ist, deren Intensität aber allmählich zunimmt, so dass sie nachher nur allein noch messbar ist. Die sechste Linie dieser Serie, die man ganz

bestimmt bei 4009,6 erwartet, fehlt, wie bei der zweiten Serie der Bande 4279,87 die siebente Linie fehlt.

Diese Serie konnte bis zur 29. Linie ausgemessen werden. Auffallend ist das unscharfe Aussehen, das die Linien in einiger Entfernung von der Kante zeigen; es scheint fast so, als ob es Doppellinien seien.

Umstehende Tabelle enthält die Wellenlängen dieser Serie und daneben einen Vergleich mit den nach Deslandres berechneten. (Siehe Tabelle S. 29.)

Diese Zahlen zeigen, dass die berechneten Wellenlängen weit unter den beobachteten liegen. Auch bei dieser Serie wachsen eben die Abstände viel schneller, als das Deslandressche Gesetz fordert. Die Konstante A in der Formel $\lambda = a + A n^2$ wurde aus der 10. Linie dieser Serie berechnet zu 0,18729. Dieser Wert stimmt sehr nahe überein mit demjenigen, der für die zweite Serie von der Kante bei 4279,88 berechnet wurde. Abgesehen davon, dass beider Verlauf durchaus ähnlich ist, finden auch die Abweichungen bei diesen beiden Serien nach derselben Richtung hin statt, so dass diese Serien, wenn auch nicht identisch, so doch einander ähnlich sind.

Es war recht schwierig, bei dieser Bande die zusammengehörigen Linien herauszufinden, da in geringer Entfernung von der Kante schon Aussehen und Stärke fast aller Bandenlinien dasselbe ist.

Dass wir es mit der von 4005,44 nach längeren Wellenlängen hin verlaufenden Bande auch mit einer Bandengruppe zu tun haben, zeigt eine Photographie Hartleys von diesem Kupferoxydspektrum, wo man die zweite Kante dieser Bandengruppe ganz deutlich sehen kann. Es ist mir nicht gelungen die 2. Kante auf der Platte zu erhalten trotz $1\,{}^1/_2$stündiger Exposition.

n	λ beobachtet	λ berechnet	Diff.
1.	4005,44	4005,44	± 0,00
2.	05,79		
3.	06,54		
4.	07,83		
5.	09,28	4010,12	+ 0,94
6.	fehlt		
7.	14,06		
8.	17,05		
9.	20,40		
10.	24,17	4024,17	± 0,0
11.	28,42		
12.	33,20		
13.	38,16		
14.	43,81		
15.	49,70	4042,14	— 7,56
16.	56,08		
17.	62,94		
18.	70,20		
19.	77,87		
20.	85,99	4080,35	— 5.64
21.	94,60		
22.	4103,55		
23.	13,07		
24.	22,87		
25.	33,21	4121,49	—11,72
26.	?		
27.	55,10		
28.	66,81		
29.	79,06	4161,95	—17,11

Merkwürdig ist auch, dass diese Bandengruppe nach dem Einsetzen der Bandengruppe 4279,87 völlig verschwindet.

Die Bande 3777, die bei Hartley [1]) deutlich sichtbar war, war auf meinen Platten immer nur sehr schwach angedeutet.

1) W. Hartley, Flame spektra at high temperatures. Dubl. Transact. 7, p. 339—352, 1901.

Die grüne Kupferoxydbandengruppe, die bei 4648 beginnt, wird von dem sehr starken kontinuierlichen Hintergrunde fast völlig verdeckt.

n	λ beob.	1. Diff.
1.	4648,68	
2.	49,2	0,4
3.	49,7	0,7
4.	50,7	1,0
5.	52,1	1,4
6.	54,1	2,0
7.	56,6	2,0
8.	58,6	2,5
9.	61,7	3,1
10.	64,8	3,1
11.	68,3	3,6

Vorstehende Tabelle enthält die Wellenlängen der Bandenlinien, die trotz der grossen Abweichungen in dem Wachsen der ersten Differenzen zu einer Serie zu gehören scheinen.

Da die Linien in dieser Bandengruppe sehr unscharf waren, so sind die Messungen jedenfalls mit grossen Fehlern behaftet, weshalb die Angabe der Wellenlängen auch nur bis zur 1. Dezimale erfolgte. Diese Serie wird als die erste Serie zu bezeichnen sein, die von der erste Kante dieser Bandengruppe ausgeht.

Die zweite Serie, die wie die entsprechenden Serien der früheren Banden anfangs sehr schwach ist, war von dem starken kontinuierlichen Hintergrunde völlig verdeckt. Erst in geraumer Entfernung von der erste Kante werden Linien sichtbar, die jedenfalls zur zweite Serie gehören.

Die zweite Kante dieser Bandengruppe liegt, wie auch Hartley angibt, bei 4689. Die beiden Serien, die jedenfalls auch von dieser Bande ausgehen, konnten nicht gemessen werden.

In dem sehr starken kontinuierlichen Hintergrunde, den wir von 4600 ab in dem Kupferbandenspektrum haben, treten bei 5300 etwa Bandenlinien hervor, die zu einer neuen Bande jedenfalls gehören. Weder Hartley noch ich haben die Kante auf der Platte sichtbar erhalten können.

Abgesehen von den vier Bandengruppen scheint auch der kontinuierliche Hintergrund für das Bandenspektrum des Kupfers charakteristisch zu sein. Er ist durchaus nicht regelmässig über das ganze Spektrum hin ausgebreitet, sondern tritt bald plötzlich sehr stark auf, wie z. B. bei der zweiten Kante der Bandengruppe 4279,87, oder er wächst allmählich stark an, wie z. B. im grünen Teil des Kupferspektrums.

Neuerdings wird dem kontinuierlichen Hintergrunde der verschiedenen Spektren mehr Aufmerksamkeit gewidmet wie früher. Die Frage, ob er durch glühende Teilchen entsteht, oder aber durch Störungen der Eigenschwingungen der schwingenden Gebilde hervorgerufen wird, ist noch unentschieden.

Ob es beim Kupferbandenspektrum nicht aufgelöste Bandenlinien sind, die als kontinuierlicher Hintergrund erscheinen, ist schwer zu sagen.

Während die Frage nach der Zugehörigkeit der Linien eines Spektrums sich bei den Linienspektren verhältnismässig einfach erledigt, sind bei den Bandenspektren die Verhältnisse viel verwickelter im allgemeinen, wie z. B. die Streitfrage, ob das Swan'sche Spektrum dem Kohlenoxyd oder dem Elemente Kohle zugehört, zeigt, die trotz fünfzig Jahre langer lebhafter Erörterung weder in dem einen noch in dem anderen Sinne beantwortet ist.

Bei dem Kupferbandenspektrum ist es leichter zu entscheiden, ob die Bandenlinien vom Kupfer oder

Kupferoxyd herrühren. Die nämlichen Banden wurden erhalten, wenn man Kupfer oder Kupferoxyd der oxydierenden Sauerstoff-Leuchtgasflamme aussetze. Da es unmöglich ist, dass in dieser sauerstoffreichen Flamme Kupferoxyd zu Kupfer reduziert worden wäre, so müssen die besprochenen Banden den Kupferoxyddämpfen zugesprochen werden. Plücker und Hittorf[1]) begingen den Fehler, dieses Bandenspektrum für das „Metallspektrum erster Ordnung" zu halten, d. h. die Banden dem Elemente Kupfer zuzuschreiben.

Es dürfte vielleicht nicht uninteressant sein noch eine Erscheinung zu erwähnen, die bei den Versuchen über das Kupferspektrum beobachtet wurde. Bei Benutzung des Wasserstoff-Leuchtgasgebläses wurde eine Bande photographiert, die aus kurzen Linien bestand und von Rot nach Violett verlief, während alle Kupferoxydbanden den umgekehrten Verlauf zeigten. Sie wurde mit den Kohlenwasserstoffbanden verglichen, ohne mit einer einzigen identifiziert werden zu können; ebensowenig war sie eine der Stickstoffbanden. Es zeigte sich, dass die Linien dieser Bande viel weiter auseinanderlagen, als dies beim Stickstoff der Fall ist.

Die Frage nach dem Ursprunge dieser Bande wird am wahrscheinlichsten dahin beantwortet, dass man annimmt, in der sauerstoffarmen Atmosphäre der Wasserstoff-Leuchtgasflamme sei das CuO zu Cu reduziert worden und diese reduzierten Kupferdämpfe hätten diese unbekannte Bande hervorgerufen.

Bei allen Versuchen traten immer die Wasser-

---

1) Plücker und Hittorf, On the spektra of ignited gases and vapour with especial regard to the different spektra of the same elementary gaseous substance. Phil. Trans. 1, 55, p. 1, 29.

dampfbanden im Ultraviolett dicht vor dem umgekehrt erscheinenden Kupferpaar auf. Da die Wasserdampfbanden gerade während dieser Arbeit im Bonner Institut genauer untersucht wurden, so zeigte ein Vergleich der auf meinen Platten erhaltenen Wasserdampfbanden mit den im Geisslerrohre erzeugten völlige Identität. Es zeigt sich also, dass die ganz verschiedene Art der Anregung keinen Einfluss auf die vom Wasserdampf ausgesandten Schwingungen ausübt, dass also sowohl bei elektrischer wie thermischer Anregung die schwingenden Gebilde des Wasserdampfs ihre nämlichen Eigenschwingungen ausführen.

Diese Arbeit wurde im Bonner physikalischen Institut ausgeführt. Ich fühle mich Herrn Professor Dr. Kayser für die Anregung zu dieser Arbeit, sowie Herrn Dr. Hagenbach zu grossem Danke verpflichtet.



Lebenslauf.

Der Verfasser vorliegender Arbeit, Winand Lanzrath, geboren den 12. Oktober 1878 zu Ramershoven als Sohn des Landwirtes Peter Lanzrath und seiner Ehefrau Helena Winand, katholischer Konfession, besuchte 4 Jahre das Progymnasium zu Rheinbach und 3 Jahre das Königl. Gymnasium zu Bonn, das er Ostern 1899 mit dem Zeugnisse der Reife verliess.

Die 3 ersten Semester, während deren er an der Bonner Friedrich-Wilhelms-Universität immatrikuliert war, benutzte er zu mathemathisch-naturwissenschaftlichen Studien. Hierauf besuchte er die Universität zu Berlin, wo er hauptsächlich mathemathischen und physikalischen Studien oblag und ein Jahr auf dem von Herrn Geheimrat Warburg geleiteten physikal. Laboratorium praktisch arbeitete.

Ostern 1902 kehrte er nach Bonn zurück, um in dem von Herrn Prof. Kayser geleiteten physikalischen Institute spektroskopisch zu arbeiten.

Seine Lehrer waren:

In Bonn: Anschütz, Bucherer, Clemen, Erdmann, Fischer, Hagenbach, Heffter, Kaufmann, Kayser, Kortum, Küppers, Laspeyres, Lipschitz, Litzmann, Loeschke, Neuhäuser †, H. Pflüger, Strasburger.

In Berlin: Aschkinass, v. Bezold, Dilthey, Emil Fischer, Frobenius, Fuchs†, Helmert, Hensel, Hettner, van t'Hoff, Knoblauch, Lesser, R. M. Meyer, Münch, N. Neesen, Planck, Pringsheim, H. A. Schwarz, Starke, Vierkandt, Warburg.

Allen diesen Herren schuldet er Dank; vor allem aber den Herren, Kayser, Neesen, Planck, H. A. Schwarz, Warburg, unter deren Leitung er sich eingehenderen Studien widmen durfte.

Thesen.

1. Der Begriff der Dimension enthält keine Eigenschaft einer physikalischen Grösse.
2. Die Weierstrasssche Behandlungsweise der analytischen Funktionen ist der Cauchy-Riemannschen vorzuziehen.
3. Der gegen die universelle Giltigkeit des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie erhobene Einwand, dass zwar die praktische, nicht aber die absolute Unmöglichkeit des perpetuum mobile zweiter Art zuzugeben sei, erweist sich als hinfällig.
4. Die Einführung vektoranalytischer Methoden in die theoretische Physik scheint sich zu empfehlen.

Opponenten:

Herr Dr. med. Heinr. Gerhartz, Assistent am Königl. anat. Institut der Bonner Universität.
Herr Dr. des. Karl Stuchtey.
Herr cand. phil. J. Steinhausen.




QC462
C6L3
155369

